

希薄原子気体ボース・アインシュタイン凝縮体を用いた 量子乱流装置の開発

日大生産工 ○柴山 均 日大量科研 桑本 剛

1 まえがき

1995年、希薄原子気体のボース・アインシュタイン凝縮はルビジウム (Rb), ナトリウム (Na), リチウム (Li) において初めて実現した。現在では、多数の研究機関で応用研究が行われており、その内容は多岐にわたっている。このボース・アインシュタイン凝縮体は、極めて高純度の超流動体であり、高い操作性および観測性を有している。ボース・アインシュタイン凝縮体における注目すべき現象として量子渦が上げられる。量子渦は角運動量が量子化された渦であり、超伝導体や超流動体などの量子多体系・凝縮系に現れる励起状態である。

本研究は量子力学的現象を解明するための量子シミュレーターの開発である。特に、超流動ヘリウムなどに代表される量子渦に特化した量子シミュレーター開発を目指す。光 (レーザー) や磁場を巧みに利用し、87ルビジウム原子 (以下: ^{87}Rb と略す) を大量に絶対零度付近まで冷却することによってボース・アインシュタイン凝縮体を超高真空中に生成する。この凝縮体中に角運動量が量子化された渦を形成し超流動ダイナミクスを観測する。

我々は ^{87}Rb 原子気体のボース凝縮体生成に成功し、安定的な生成装置を構築している。今回、QUIC磁気トラップ (図1) に捕獲されたボース凝縮体に位相幾何学的方法により渦度4の量子渦を生成し、その崩壊を調査した。渦度4量子渦の崩壊には、ボース凝縮体の軸方向 (図1 のY方向) 原子密度に依存する複数の崩壊モードが存在することが理論的に指摘されている[1, 2]。本講演では、渦度4量子渦が4つの単一渦度量子渦に分裂した後、軸方向凝縮体原子密度に依存して

形成した直列配列及び三角形配列構造を観測したので報告する。

2 位相幾何学的方法による量子渦生成

量子渦を生成する方法としては複数の方法が報告されているが、位相幾何学的な渦の生成は、多重渦度をもった量子渦を生成できる非常にユニークな方法である。外部磁場によって、ボース凝縮体が3次元的に捕獲されている容器であるIoffe-Pritchard型磁気トラップの磁場分布を巧みに操作することによって、ボース凝縮体の波動関数 (秩序変数) に空間的な位相差を付けることにより、多重渦度を持った量子渦を生成することができる。

実験では、QUIC磁気トラップ中で生成したボース凝縮体を捕獲し、図1で示したY軸方向の磁場を反転させることによって量子渦を生成した。渦芯はY軸方向に形成される。

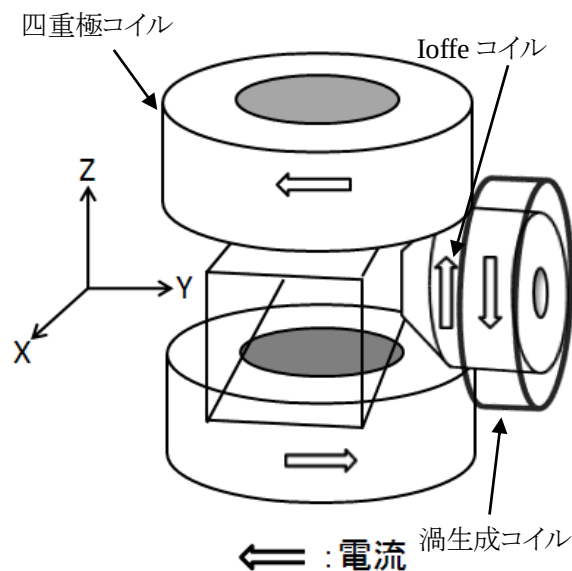


図1. QUIC Trapと渦生成コイルの配置

Development of quantum turbulence system in Bose-Einstein condensate

Hitoshi Shibayama, Takeshi Kuwamoto

3 量子渦生成および観測

1. QUIC 磁気トラップ中にてボース凝縮体を生成する. 典型的な凝縮体中原子数は 1×10^6 個である.
2. Fig. 1 の渦生成コイルを用いバイアス磁場を印加し, Y 軸方向の磁場を反転させた.
3. QUIC 磁気トラップと渦生成コイルの電流を切り自由落下させる.
4. ある一定時間自由落下させた後, 断層撮像法[3]を用いて凝縮体の所望の部分のみを抜き出し X または Y 方向からプローブ光 (共鳴光) を照射することにより, 原子集団の影を CCD カメラにより撮影する. X 方向からの撮像によって軸方向凝縮体原子密度を評価し, Y 軸方向からの撮像によって量子渦を観測する (図 2).

4 結果と議論

量子渦生成における Y 方向磁場反転は 8 ms かけて行った. 量子渦のダイナミクスの観測のため, 渦生成後凝縮体を磁気トラップに捕獲し続けた. 磁場反転途中 5 ms の時点で明確な量子渦が確認できたため, この時点を捕獲開始時間とした. 図 3 に軸方向凝縮体原子密度 (n_Y) の捕獲時間依存性を示す. 縦軸は, n_Y に s 波散乱長 a (5.05×10^{-9} m) をかけて無次元化した値である. 捕獲時間と共に n_Y が減少していることがわかる. これは, 磁場反転によって磁気トラップの Y 方向磁場分布が変形し, 凝縮体が Y 方向に膨張するためである.

捕獲時間 1 ms から直列配列構造 (図 4 (b)) 及び三角形配列構造 (図 4 (a)) が観測された. 渦度 4 量子渦の崩壊により出現した 4 つの単一渦度量子渦が直列配列するか, 三角配列するかは n_Y に依存する[1, 2]. 直列配列構造に崩壊する any の領域は 47~69 (高密度領域) および 0~16 (低密度領域) に存在する. よって捕獲時間 1 ms の直列配列構造は高密度の領域に起因して引き起こされたと考えられる. また捕獲時間と共に直列配列構造が増加し, 捕獲時間 10 ms でほぼ 100% となった. これは, n_Y が低密度領域に存在したためである. また, any : 28~32 および 11.5~15

の領域で形成される三角形配列構造は, 捕獲時間 1, 2 ms および 8 ms で観測された. 1 および 2 ms で観測された三角形配列構造は $any = 28 \sim 32$ 領域での崩壊に起因していると考えられ, 8 ms の場合は $any = 28 \sim 32$ および 11.5~15 の領域のいずれかの領域での崩壊に起因していると考えられる. 各捕獲時間において約 10% 程度三角形配列構造が観測された. 崩壊モード領域が狭く, 崩壊頻度も低いため観測される割合が低いと考察できる.

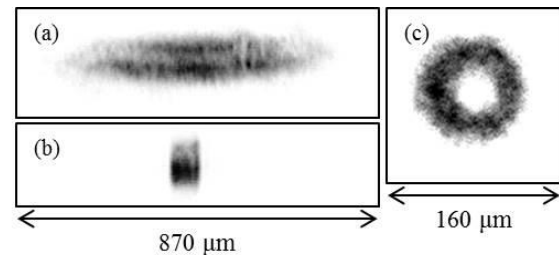


図2 断層撮像前後の X 方向イメージング (a,b) および断層撮像後の Y 方向イメージング(c)。

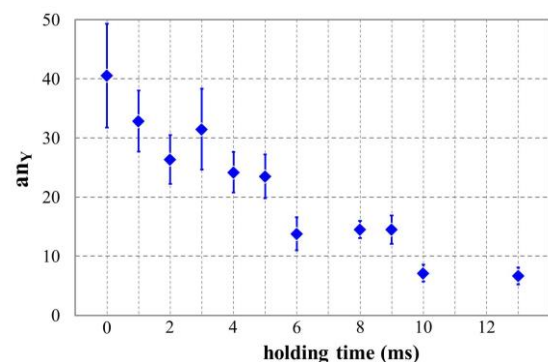


図3 Y 方向原子密度の捕獲時間依存性

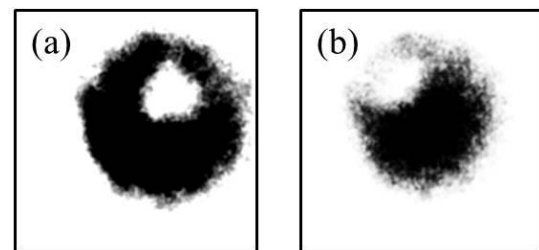


図4 三角形配列構造及び直列配列構造

- [1] Yuki Kawaguchi and Tetsuo Ohmi PRA **70**, 043610 (2004)
- [2] T. Isoshima, *et al.*, PRL **99**, 200403 (2007)
- [3] M. Okano *et al.*, J. Low Temp. Phys. **148**, 447 (2007).